

SPECTROSCOPIE DE NOYAUX LOURDS DE TRANSITION ET SPHÉRIQUES

H. SERGOLLE

Institut de Physique Nucléaire, B.P. n° 1, Orsay, France

Résumé. — Plusieurs données spectroscopiques (schémas de niveaux, moments, densités de niveaux) relative à des noyaux magiques en protons (Pb) et des noyaux de transition (Hg, Pt, Au, Ir, Er) sont discutées. L'accent est mis sur la forme d'équilibre du noyau et les problèmes de coexistence de forme d'équilibre différents ainsi que de transition entre telles formes.

Abstract. — Some Spectroscopic results (level schemes, moments, level density) concerning magic proton nuclei (Pb) and transition nuclei (Hg, Pt, Au, Ir, Er) are discussed. The nucleus equilibrium shape, problems of transition between different equilibrium shapes or of their coexistence are emphasized.

1. Introduction. — Les communications qui font l'objet de ce rapport (réf. [1] à [9]) concernent des noyaux lourds, de numéro atomique $68 \leq Z \leq 82$. Il s'agit essentiellement de travaux expérimentaux, dont les résultats ont été obtenus grâce aux techniques de spectroscopie avec séparation en ligne (système Isocèle [10]) ou/et de spectroscopie γ sur faisceau (expériences IL, $x\gamma\gamma$ réalisées auprès des cyclotrons de Grenoble et d'Orsay).

En dehors des isotopes de plomb, magiques en protons, et de $^{158}_{68}\text{Er}$ situé à la limite de la zone des noyaux déformés, les isotopes étudiés appartiennent à la zone de transition $Z = 77-80$. L'intérêt de cette région a été mis en évidence par les calculs de Kumar et Baranger [11] prévoyant l'existence d'une forme d'équilibre oblate pour certains isotopes de mercure et de platine déficients en neutrons. Une série de résultats obtenus au CERN par spectroscopie en ligne sur les noyaux de platine s'accorde avec une transition de forme oblate \rightarrow prolata entre les isotopes de masse 188 et 186 [12]. Ce problème des changements de forme a été étudié ces dernières années, tant du point de vue expérimental que du point de vue théorique : les possibilités d'explorer les noyaux éloignés de la stabilité, offertes par la spectroscopie en ligne et par l'étude des états de haut spin peuplés par les cascades yrast désexcitant le noyau composé, ont conduit à un ensemble de travaux qui ont confirmé le fait que, dans cette région, la variation d'un faible nombre de nucléons peut entraîner de brutales variations dans les propriétés observées. Plusieurs calculs [11, 13, 14] ont montré que, dans ces noyaux mous, la différence d'énergie entre formes

d'équilibre aplatie et allongée est faible ; l'adjonction d'un petit nombre de nucléons peut faire basculer d'une forme d'équilibre à l'autre ; dans certains cas, lorsque la barrière entre ces deux situations est faible, on peut observer leur coexistence dans le même isotope.

Les formes d'équilibre des noyaux et les paramètres nécessaires pour en rendre compte constituent un des centres d'intérêt des communications étudiées dans ce rapport. Dans plusieurs cas, une déformation quadrupolaire suffit pour décrire le noyau à l'équilibre ; les problèmes liés au changement de forme ou à la coexistence de formes d'équilibre différentes dans le même isotope sont abordées. D'autres degrés de liberté sont nécessaires dans certains cas pour expliquer les données expérimentales (déformations γ ou excitations octupolaires).

Ces renseignements sur la forme du noyau sont déduits de l'étude du spectre des états excités. Les cascades yrast mettent en jeu un nombre assez restreint de niveaux dont il est possible de rendre compte, dans le cas de noyaux faiblement déformés, par les modèles collectifs classiques ou par le modèle des bandes de rotation découplées [15]. Leur étude fournit un moyen assez sensible d'atteindre la déformation. Dans les expériences de spectroscopie en ligne, un nombre élevé d'états excités sont souvent observés ; il devient alors possible de discuter la densité de niveaux qu'on peut relier à la stabilité de la surface nucléaire.

L'exposé qui suit traite successivement les noyaux paires-paires, les noyaux de masse impaire et les problèmes liés à la densité des niveaux.

2. Noyaux pairs-pairs. — 2.1 ISOTOPES DE PLOMB DÉFICIENTS EN NEUTRONS. — Des données expérimentales sont maintenant connues pour un assez grand nombre d'isotopes ($206 \geq A \geq 190$). Les propriétés ne varient pas sensiblement avec le nombre de trous de neutrons ; un calcul à deux quasi-particules rend convenablement compte des résultats observés [16-17].

Parmi les états excités peuplés par réaction (IL, xn) se trouvent des isomères avec une période ~ 100 ns (Fig. 1). Pour le niveau 12^+ , cette isométrie résulte de la présence d'un doublet 12^+ , 10^+ de deux états possédant une configuration $(i\ 13/2)^{-2}$. L'intervalle d'énergie correspond à l'élément de matrice de l'interaction résiduelle ; sa faible valeur ($\Delta E \sim 60$ keV) explique la période du niveau 12^+ . Celle-ci a permis la mesure du facteur gyromagnétique g de l'état excité par la méthode de la distribution angulaire différentielle perturbée des γ (TDPAD [18]).

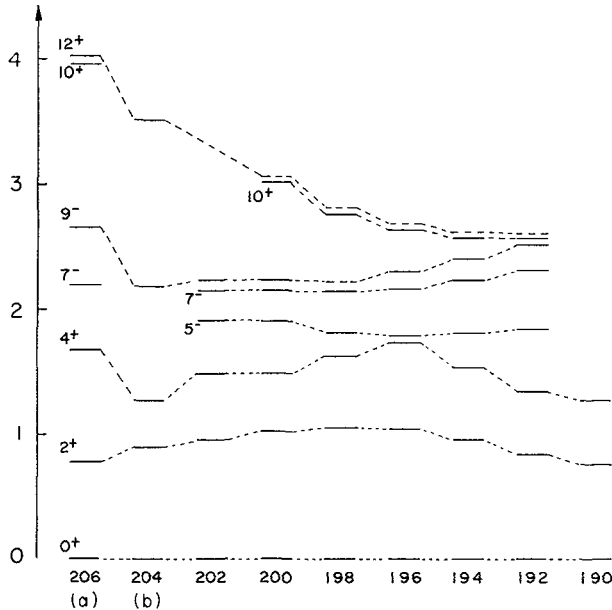


FIG. 1. — Etats excités des isotopes de plomb observés par réaction (IL, xn). a) Référence [19]; b) Référence [20].

La figure 2 montre les valeurs de g mesurées pour plusieurs isotopes. Aux erreurs expérimentales près, g reste constant dans l'intervalle de masse

$$206 \geq A \geq 194.$$

Compte tenu de la relation d'additivité

$$[g(j^2; J) = g(j)]$$

la valeur mesurée pour ^{206}Pb [19] correspond au facteur gyromagnétique pour l'état de trou de neutron $i\ 13/2$, valeur obtenue également pour l'état $13/2^+$ du ^{205}Pb [21]. La constance de g suggère que la nature du niveau 12^+ ne change pas dans la plage de masse explorée. Il reste à comprendre sa valeur numérique qui diffère notablement de la valeur de Schmidt. Deux processus expliquent essentiellement

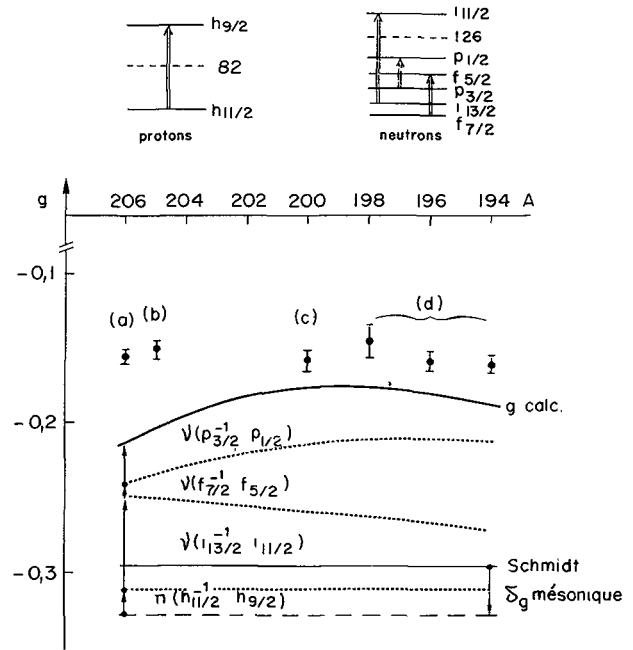


FIG. 2. — Facteur gyromagnétique de l'état 12^+ des isotopes de plomb de masse $A = 206, 200, 198, 196, 194$ et de l'état $13/2^+$ de ^{205}Pb . $\delta g_{\text{mésanique}}$ est pris dans la référence [20]. La polarisation du cœur est calculée avec le formalisme de la référence [25], en prenant $V_s I = 0,165$. a) Référence [19]; b) Référence [21]; c) Référence [22]; d) Référence [1].

ce désaccord : les effets mésaniques [23] responsables d'une renormalisation de l'opérateur dipolaire magnétique ; l'effet de polarisation du cœur, résultant de la présence d'autres configurations dans la fonction d'onde, notamment celles correspondant à l'excitation particule-trou dans les états partenaires spin-orbite. La fonction d'onde de l'état excité d'un noyau impair s'écrit alors :

$$|\psi\rangle = \alpha_0 |J\rangle + \sum_i \alpha_i |(j_1^{-1} j_2)_1 + j; J\rangle.$$

En encart sur la figure 2 sont indiquées les excitations possibles. Une estimation de ces contributions, calculée [24] par la méthode des perturbations de Harima et Horié [25] est représentée sur la figure 2. Ces résultats montrent que la polarisation du cœur de neutrons est la plus importante ; ils permettent de comprendre qualitativement pourquoi g reste constant : alors que la contribution du terme $(i\ 13/2^{-1} i\ 11/2)$ diminue quand l'état $i\ 13/2$ se vide, celle du terme $(f\ 7/2^{-1} f\ 5/2)$ devient plus importante. Les valeurs obtenues pour les coefficients α_i sont faibles, de l'ordre de quelques %.

Le tableau I donne la probabilité de transition réduite $B(E2; 12^+ \rightarrow 10^+)$ pour différents isotopes. Pour les masses $200 \geq A \geq 194$, l'énergie ΔE de la transition n'est pas connue ; la probabilité de transition réduite est déduite de la période avec l'hypothèse $17 \text{ keV} \lesssim \Delta E \lesssim 90 \text{ keV}$. Les valeurs obtenues sont comparables à la probabilité de Weisskopf ($B_{\text{sp}} = 73 \text{ e}^2 \text{ fm}^4$ pour $A = 206$). La variation observée en fonction

TABLEAU I

Probabilités de transition réduites $B(E2; 12^+ \rightarrow 10^+)$
pour divers isotopes de plomb déficients en neutrons.

| A | $T_{1/2}$ (ns) | $B(E2)_{e^2fm^4}$ |
|-----|----------------|-----------------------------|
| 206 | 200 | $23,9 \pm 2$ ^(a) |
| 200 | 158 ± 30 | $56,8 \pm 8,5$ |
| 198 | 212 ± 4 | $42,3 \pm 6,5$ |
| 196 | 269 ± 5 | $33,4 \pm 5$ |
| 194 | 392 ± 10 | $22,9 \pm 3,5$ |

(^a) Référence [19].

du nombre de masse peut s'expliquer qualitativement par deux arguments : une diminution avec la masse de la contribution de la configuration dominante $(i 13/2)^{-2}$, diminution proportionnelle au facteur $(u^2 - v^2)^2$ où u et v sont les paramètres d'occupation dans le formalisme des quasi-particules ; une augmentation, lorsqu'on passe de ^{206}Pb aux isotopes plus légers, de la contribution des configurations plus complexes, notamment à 4 quasi-particules. Les autres probabilités de transition réduites quadrupolaires mesurées dans ces isotopes sont du même ordre de grandeur que le facteur de Weisskopf [16].

En résumé, les expériences (IL, xn) n'ont mis en évidence aucune bande collective dans ces isotopes ; les probabilités de transition mesurées ne sont pas accélérées et les valeurs obtenues pour les moments magnétiques s'expliquent pour les noyaux déficients de la même manière que pour les noyaux voisins du cœur de ^{208}Pb . Ces propriétés suggèrent que ces isotopes de plomb conservent une forme d'équilibre sphérique. Ceci s'accorde avec les calculs d'énergie potentielle effectués qui, pour $A \geq 184$ donnent un minimum stable pour un noyau sphérique [14].

On peut remarquer que l'addition de deux protons à ces noyaux ne modifie pas sensiblement les propriétés des premiers états excités : ainsi, les isotopes du polonium de masse $210 \geq A \geq 200$ présentent la séquence d'états excités $0^+, 2^+, 4^+, 6^+, 8^+$ caractérisés par la structure $(\pi h 9/2)^2$. Le facteur gyromagnétique du niveau 8^+ est constant [26] et la probabilité de transition réduite $B(E2; 8^+ \rightarrow 6^+)$, déduite de la période avec la même hypothèse que pour le plomb, varie en fonction de la masse comme pour les isotopes de plomb.

2.2 ISOTOPES DE MERCURE DÉFICIENTS EN NEUTRONS.

— Par contre, lorsqu'on enlève deux protons aux noyaux de plomb, on observe une nette modification du comportement des isotopes de mercure. La figure 3 montre les schémas des états excités nourris par réaction (IL, xn) pour les isotopes $^{192}_{82}\text{Pb}_{110}$ et $^{190}_{80}\text{Hg}_{110}$. Apparemment, on y trouve les mêmes états ; en fait, les propriétés sont différentes : alors que dans le plomb les niveaux de haut spin ont essentiellement une configuration à deux quasi-particules, ceux du mercure peuvent être regroupés en bandes

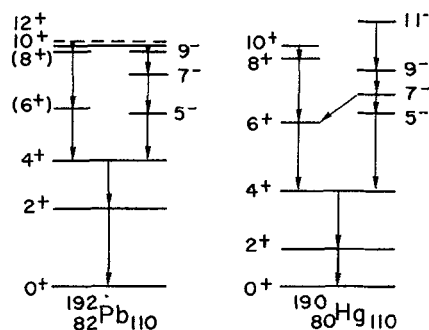


FIG. 3. — Etats excités des isotopes ^{192}Pb et ^{190}Hg peuplés par réaction (Ions Lourds, xn).

bien développées. Les probabilités de transition réduites $B(E2; 2^+ \rightarrow 0^+)$ et $B(E2; 7^- \rightarrow 5^-)$ sont accélérées d'un facteur 30 environ [27]. Pour les noyaux de mercure de masse $A \geq 190$, les prédictions théoriques [11] de même que l'observation de bandes découplées dans les isotopes de masse impaire [28-29] s'accordent avec une forme d'équilibre oblate ($\beta \sim -0,10$ à $-0,15$). Dans les isotopes de masse paire, la bande constituée par les niveaux à parité négative est bien interprétée dans un modèle de deux quasi-particules couplées avec un rotor oblate [30]. Ainsi, deux protons ajoutés dans l'état $h 9/2$ situé au-dessus du niveau de Fermi ne semblent pas modifier la forme du cœur tandis que deux trous de protons stabilisent celui-ci dans une forme d'équilibre aplatie.

Si pour les isotopes de platine une transition de forme oblate-prolate est observée entre les noyaux de masse paire 188 et 186, la situation est moins nette pour les isotopes de mercure. Pour les noyaux impairs, des mesures utilisant la technique de pompage optique ont mis en évidence une brusque augmentation du rayon quadratique moyen entre les masses 187 et 185. Celle-ci a été interprétée comme une transition entre une forme d'équilibre oblate et une forme d'équilibre allongée dans l'état fondamental. Les expériences entreprises sur les noyaux de masse paire n'ont pas confirmé cette conclusion. La figure 4 montre les états excités des isotopes de masse 188, 186 et 184 peuplés par réaction (IL, xn) [27] : l'énergie du premier 2^+ reste élevée pour s'accorder avec une forme allongée ; par contre les états de plus grande énergie présentent une séquence comparable à celle de la bande rotationnelle observée dans les platines ayant le même nombre de neutrons. Les paramètres de déformation déduits des mesures de vie moyenne, et indiqués sur la figure 4, confirment que l'état fondamental et le premier état excité correspondent à une faible déformation, cependant qu'à plus grande énergie la bande yrast présente un caractère rotationnel.

Pour expliquer la coexistence de ces deux formes d'équilibre, dans la cascade yrast de ces noyaux, Dickmann et Dietrich [14] élaborent un modèle extrêmement simple dans lequel ils interprètent les

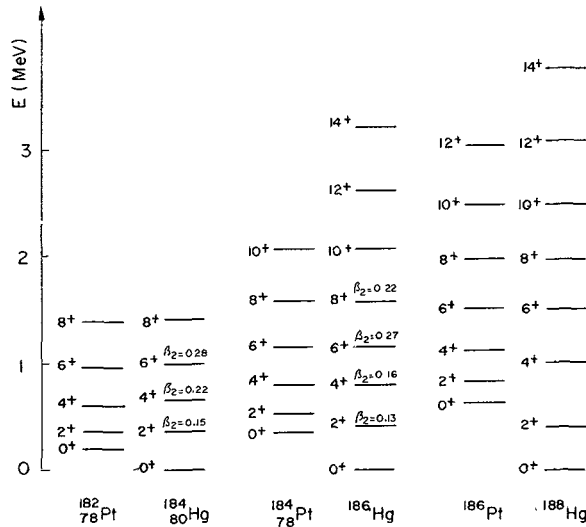


FIG. 4. — Niveaux excités des isotopes de mercure de masse paire très déficients en neutrons ($A = 188, 186, 184$). Les paramètres de déformation β_2 sont déduits de mesures de vies moyennes [27].

états 2^+ et 4^+ des isotopes $^{184,186}\text{Hg}$ par un mélange de configurations des états 2^+ et 4^+ vibrationnels et rotationnels, le fondamental 0^+ étant supposé vibrationnel et les états de moment angulaire $J \geq 6$ rotationnels. Frauendorf et Pashkevich [31], calculent en fonction des paramètres de déformation, l'énergie de l'état fondamental par la méthode de la goutte liquide et des corrections du modèle en couches de Strutinsky. La figure 5a montre leurs résultats pour les isotopes impairs; elle explique le changement de forme observé entre les masses 187 et 185. Pour les noyaux de masse paire, le minimum le plus bas correspond à une forme d'équilibre oblate, y compris pour $A = 184$. Sur la figure 5b est portée également l'énergie rotationnelle d'états excités de spin 2^+ , 4^+ , 6^+ ..., énergie égale à

$$\frac{\hbar^2 J(J+1)}{2\mathcal{J}},$$

où le moment d'inertie \mathcal{J} est calculé à l'aide du modèle du cranking, avec pairing. Cette figure montre qu'à

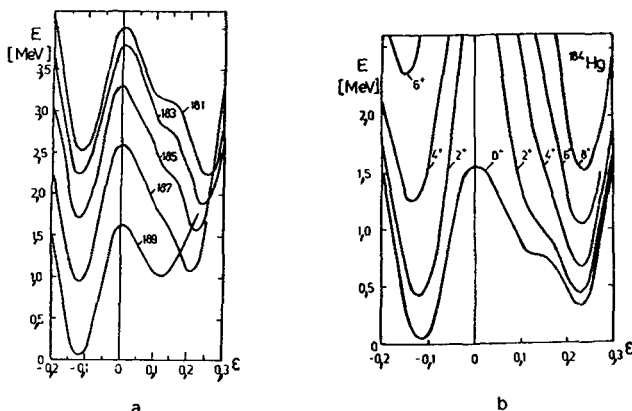


FIG. 5. — Courbes d'énergie potentielle pour des isotopes de mercure de masse impaire (a) et paire ($A = 184$) (b). Ces figures sont extraites de la référence [31].

partir du spin 4^+ les niveaux yrast correspondent à une importante déformation prolate.

Les deux travaux théoriques résumés ci-dessus prévoient l'existence à basse énergie d'un second niveau 0^+ et 2^+ , tous deux à caractère collectif (le niveau 0^+ étant le fondamental de la bande rotationnelle). De tels niveaux ont été mis en évidence expérimentalement lors de l'étude par spectroscopie en ligne, à l'aide du dispositif isocèle d'Orsay, de la désintégration $^{186}\text{Tl} \rightarrow ^{186}\text{Hg}$ [2]. L'existence d'un isomère dans ^{186}Tl permet de nourrir en même temps des états de spin relativement élevé ($J \sim 6$ à 8) et des états de spin plus faible. Ainsi, la cascade yrast de la figure 4 est observée. La détection d'une transition E_0 de 523 keV a conduit les auteurs à proposer l'existence d'un niveau 0^+ à cette même énergie, énergie particulièrement basse pour un tel état excité. Sur la figure 6 sont reportés ceux des niveaux observés dans ces mesures qu'il est possible de regrouper en deux bandes, l'une (celle de gauche) quasi-sphérique et l'autre déformée. L'accord avec les calculs des références [14] et [31] est remarquable.

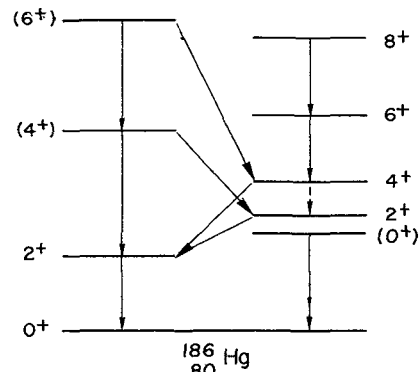


FIG. 6. — Schéma de niveaux partiel de ^{186}Hg .

2.3 NIVEAUX COLLECTIFS DE $^{158}\text{Er}_{90}$. — Ce noyau, comportant 90 neutrons, est situé à la lisière de la zone de déformation. Les isotopes plus lourds d'erbium ($A \geq 160$) présentent les caractéristiques de noyaux à déformation axiale. Il est intéressant de chercher comment évoluent ces propriétés quand le nombre de neutrons diminue. Une première indication sur la nature de ^{158}Er a été fournie par l'étude de la cascade yrast observée par réaction (IL, xn) jusqu'au spin 18 [32]. C'est un exemple de noyau présentant le phénomène de back-bending.

L'étude par spectroscopie en ligne de cet isotope [3] et [42] à partir de la désintégration du thulium a fourni des renseignements sur un grand nombre d'états excités situés entre 0 et 3 MeV. En dehors de la bande construite sur le fondamental, plusieurs autres bandes ont été mises en évidence, notamment les bandes vibrationnelles β et γ , ainsi que les bandes $\beta\text{-}\gamma$, $\beta\text{-}\beta$ et $K^\pi = 0^-$ et 1^- . L'existence de transitions inter-bandes permet de déterminer des rapports de probabilités de transition réduites. La valeur relative

obtenue pour $B(E2; IB_\gamma \rightarrow Igs)$ (cas $\Delta I = 0$) s'écarter des prédictions du modèle collectif. Un tel effet a été observé dans les noyaux de transition ayant 90 neutrons ^{152}Sm et ^{154}Gd [33]. Les valeurs obtenues dans ce cas s'accordent avec un calcul de Kumar [34].

La figure 7 montre [35] l'évolution des premiers états excités de la bande fondamentale et des bandes β et γ . Une variation rapide apparaît pour $A = 158$ qui se comporte comme un noyau de transition, alors que l'isotope de masse 156 présente une suite d'états excités comparables à ceux d'un noyau vibrationnel.

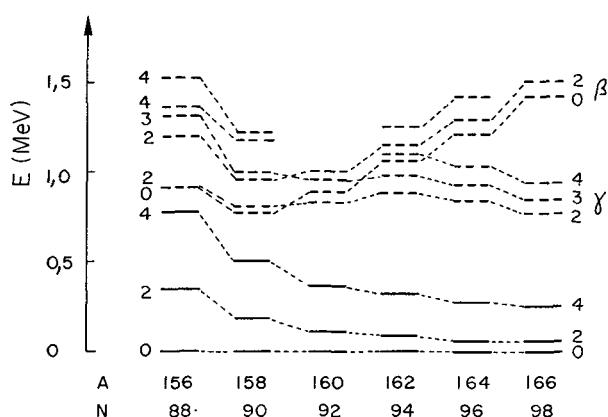


FIG. 7. — Premiers niveaux excités de la bande fondamentale et des bandes β et γ pour différents isotopes d'erbium ($Z = 68$).

3. Bandes collectives nourries dans les noyaux de transition de masse impaire. — L'observation de bandes collectives découplées [15] fait de l'étude des isotopes impairs un outil sensible pour obtenir dans certains cas des renseignements sur la forme d'équilibre des noyaux. Ces bandes traduisent l'influence des forces de Coriolis sur la structure des spectres nucléaires. Dans certaines conditions, ces forces interviennent pour lier les degrés de liberté intrinsèques aux degrés de liberté collectifs; elles ont conduit à l'élaboration d'un modèle non adiabatique du noyau. Ce schéma de couplage est surtout valable pour des noyaux de déformation moyenne ($|\beta| \sim 0,10$ à $0,25$), lorsque la particule (trou) impaire se trouve sur une orbite de moment angulaire j élevé; il faut en outre que le niveau de Fermi soit situé au voisinage de l'orbite pour laquelle j possède la plus faible projection $\Omega = 1/2$ sur l'axe de symétrie du noyau. Compte tenu de l'allure des courbes de Nilsson, ceci se produit en début de remplissage pour les noyaux prolates, en fin de remplissage pour les noyaux aplatis. Lorsque ces conditions sont remplies, les forces de Coriolis alignent le moment angulaire intrinsèque le long de l'axe de rotation; sur cet état, on peut observer une bande de rotation présentant une succession de niveaux semblable à celle de la bande fondamentale de l'isotope pair-pair voisin: elle comporte donc une suite de transitions quadrupolaires électriques

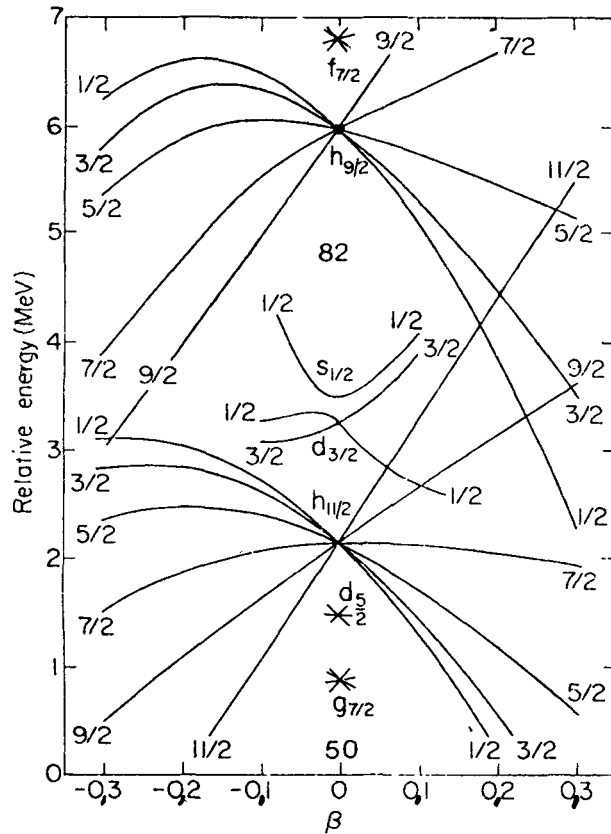
étirées, et non les transitions $M1 + E2$ qui dés excitent (en parallèle avec les transitions $E2$) les niveaux d'une bande rotationnelle normale.

3.1 TRANSITION DE FORME DANS LES ISOTOPES DE PLATINE. — Pour les isotopes de platine de masse paire, un changement de forme oblate \rightarrow prolate a été mis en évidence quand le nombre de neutrons passe de 110 à 108 [12]. L'étude des cascades yrast dans les noyaux $^{187}\text{Pt}_{109}$ et $^{185}\text{Pt}_{107}$ a été entreprise afin de rechercher si une telle transition existe aussi dans les noyaux de masse impaire voisine. L'examen des diagrammes de Nilsson (Fig. 8b) montre que le neutron impaire est susceptible d'occuper les états de haut spin h $9/2$ ou i $13/2$; on peut donc espérer observer les bandes basées sur l'un ou l'autre de ces états. Dans les deux cas, une bande découplée est caractéristique d'un noyau oblate, une bande normale d'un noyau allongé.

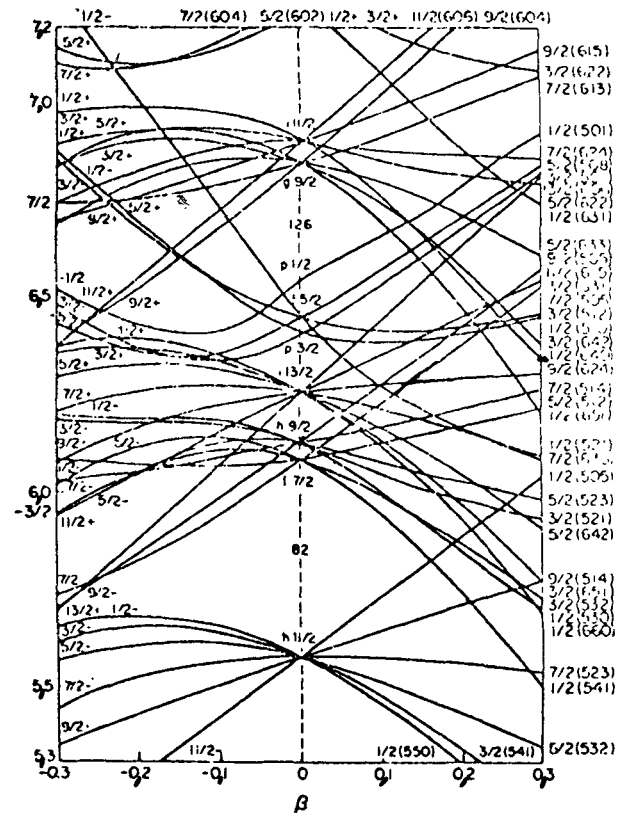
L'examen de la dés excitation du noyau composé formé par réaction $\text{Yb}(^{16}\text{O}, 5n\gamma)$ a permis de mettre en évidence [4] une bande découplée dans ^{187}Pt ; les intervalles d'énergie entre les niveaux de cette bande sont comparables à ceux observés dans la bande fondamentale de ^{188}Pt , noyau oblate. Dans l'isotope ^{185}Pt , au contraire, une bande normale de transitions $M1 + E2$ en cascade, avec transitions $E2$ en parallèle, est observée. Les niveaux de basse énergie de ces noyaux n'ayant pas été étudiés par radioactivité quand ces travaux ont été réalisés, il n'a pas été possible de préciser le spin de l'état de base de ces bandes. L'étude par spectroscopie en ligne de ^{187}Pt [4], n'a pas précisé ce point car aucun recouvrement n'apparaît entre résultats de radioactivité et mesures par réactions (IL, xn) . Des arguments de systématique suggèrent la présence d'un état isomérique $13/2^+$ dans ^{187}Pt ; la bande découplée pourrait être construite sur ce niveau, ce qui s'accorde avec une forme d'équilibre aplatie pour cet isotope. La bande observée dans ^{185}Pt présente une grande analogie avec celle existant dans ^{183}Os ; cette dernière est basée sur le niveau $9/2^+$ (624). Le diagramme de Nilsson montre que cet état peut intervenir à basse énergie dans ^{185}Pt pour une déformation prolate qu'on est ainsi conduit à attribuer à ce noyau. La transition de forme oblate-prolate est donc observée pour le même nombre de neutrons dans les isotopes de platine de masse paire et impaire.

L'étude par radioactivité du ^{187}Pt [4] a permis de mettre en évidence, à basse énergie, une forte densité d'états excités. Parmi ceux-ci, la présence à 260 keV d'un niveau présumé $7/2^+$ ne peut s'interpréter qu'en faisant appel à une déformation prolate et fournirait donc une indication de la coexistence de deux déformations différentes dans cet isotope.

3.2 COEXISTENCE DE FORMES DIFFÉRENTES DANS $^{187,189}\text{Au}$. — Les isotopes d'or constituent également une famille de noyaux où l'on peut s'attendre à trouver des changements de forme. La figure (8a) représente



(a) protons



(b) neutrons

FIG. 8. — Extraits des diagrammes de Nilsson pour des protons (a) et des neutrons (b).

une portion du diagramme de Nilsson relative aux états de protons. Elle montre qu'il est possible de trouver des bandes collectives basées sur les états $h\ 11/2$ ou/et $h\ 9/2$, ces deux orbites étant situées de part et d'autre du niveau de Fermi. Des bandes découplées observées dans les isotopes de masse $A = 195, 193, 191$, et construites sur l'état $11/2^-$ ont permis de conclure que ces trois noyaux possèdent une forme d'équilibre aplatie [36]. L'étude par réaction $^{181}\text{Ta} (^{12}\text{C}, 4\ n\gamma)$ de ^{189}Au a mis en évidence la présence dans ce noyau de deux bandes collectives découplées. L'une, construite sur $h\ 11/2$, correspond à une forme oblate du noyau; l'autre basée sur l'état $9/2^-$, suggère une forme d'équilibre prolate [37].

La même coexistence de forme est observée dans le noyau ^{187}Au [5]. L'espacement des niveaux d'énergie de la bande développée sur l'état $11/2^-$ reste le même que dans les noyaux plus lourds; ceci traduit que la déformation oblate demeure sensiblement constante sur une assez large plage (le même comportement est observé pour les isotopes de mercure). Par contre, la structure de la bande construite sur l'orbitale $9/2^-$ montre que la déformation prolate est plus importante dans ^{187}Au que dans ^{189}Au . En plus de l'existence des deux bandes découplées, la coexistence de deux formes d'équilibre différentes dans ces deux isotopes s'accorde avec l'absence de transitions entre les deux bandes, et le fait que la transition $M1$ entre les deux

états $11/2^-$ et $9/2^-$ est fortement retardée ($F_{SP} \sim 2 \times 10^4$ pour les deux noyaux).

Dans les isotopes $^{189,187}\text{Au}$, les niveaux de spin $j+1$ et $j+3$, appartenant à la bande construite sur le niveau j , apparaissent à une énergie relativement basse. Cet effet a été interprété comme résultant d'une déformation γ [38]. La figure 9 — tirée de la réfè-

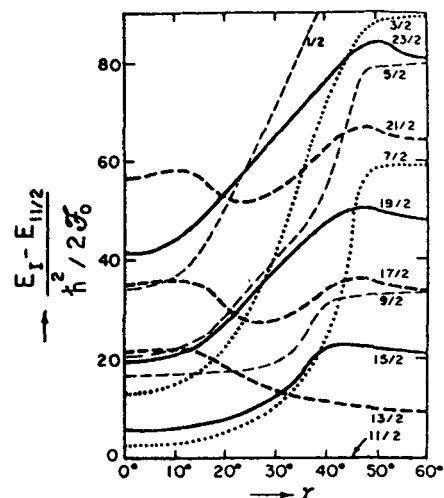


FIG. 9. — Variation, en fonction du paramètre d'asymétrie γ , de l'énergie d'excitation des niveaux résultant du couplage de l'état de particule $j = 11/2$ avec un rotor asymétrique (figure extraite de la référence [38]).

rence [38] — représente l'évolution des niveaux calculée en fonction du paramètre de déformation γ pour les niveaux yrast d'une bande $j = 11/2$. Elle montre que les états de spin $j + 1, j + 3$ sont sensibles à γ , cependant que l'intervalle en énergie des états $j, j + 2, j + 4 \dots$ n'en dépend que faiblement.

La bande construite sur l'orbitale $h\ 9/2$ a été observée jusqu'au spin $33/2$. Elle montre le phénomène de back-bending [5], de manière similaire à la bande fondamentale du ^{186}Pt , où cet effet apparaît à partir du spin 10^+ ; il est dans ce dernier cas interprété comme résultant de l'alignement d'une paire de protons $h\ 11/2$ sur le moment angulaire de rotation. L'apparition du back-bending à partir de l'état $29/2^-$ dans la bande de ^{189}Au est en accord avec cette interprétation.

3.3 ETATS COLLECTIFS DES ISOTOPES ^{187}Ir ET ^{189}Ir .

— Situés entre les isotopes de mercure qui, pour les mêmes masses, sont oblates, et ceux de rhénium qui ont une forme d'équilibre allongée [39], les isotopes d'iridium sont des noyaux mous dans lesquels peuvent coexister différentes formes d'équilibre, ou dans lesquelles des instabilités γ peuvent se manifester.

Les premiers niveaux de $^{187,189}\text{Ir}_{110,112}$ ($3/2^+$, $1/2^+$, $11/2^-$ et $9/2^-$) s'accordent avec un noyau allongé; ils correspondent essentiellement aux états de Nilsson respectifs $3/2^+$ [402], $1/2^+$ [400], $11/2^-$ [505] et $1/2^-$ [541] ou $9/2^-$ [514] avec une déformation positive. L'étude par réaction (α, xn) de ces deux noyaux a permis de peupler les bandes collectives

basées sur chacun de ces états [6], [40]. Les deux schémas de niveaux obtenus sont similaires; la figure 10 représente celui de ^{189}Ir . Trois types de structures se dégagent :

— Deux bandes constituées d'états à parité positive construites sur les niveaux $3/2^+$ et $1/2^+$. Un calcul classique, considérant les couplages de Coriolis et $\Delta N = 2$, rend compte convenablement des résultats expérimentaux. Toutefois, le paramètre de découplage de la bande $1/2^+$, introduit comme paramètre dans le calcul, prend une valeur anormalement faible. Ce résultat, de même que l'important retard de la transition $1/2^+ (M1)\ 3/2^+$ suggère une forte composante gamma-vibrationnelle.

— Une bande découplée construite sur l'orbitale $9/2^-$. La meilleure description en est fournie par un calcul classique considérant le couplage rotor-particule produit par l'interaction de Coriolis, le rotor possédant une symétrie axiale.

— Un ensemble de niveaux à parité négative, regroupés en bandes construites sur l'état $11/2^-$. Le modèle rotor + particule prenant en compte les asymétries γ du cœur [38] donne une bonne interprétation de cette structure. Cependant, un modèle supposant une symétrie axiale du cœur et un couplage particule-vibration [41] peut en fournir une description équivalente.

Si la coexistence de formes d'équilibre différentes est possible dans ces noyaux, mais non encore définitivement établie, les données expérimentales s'accor-

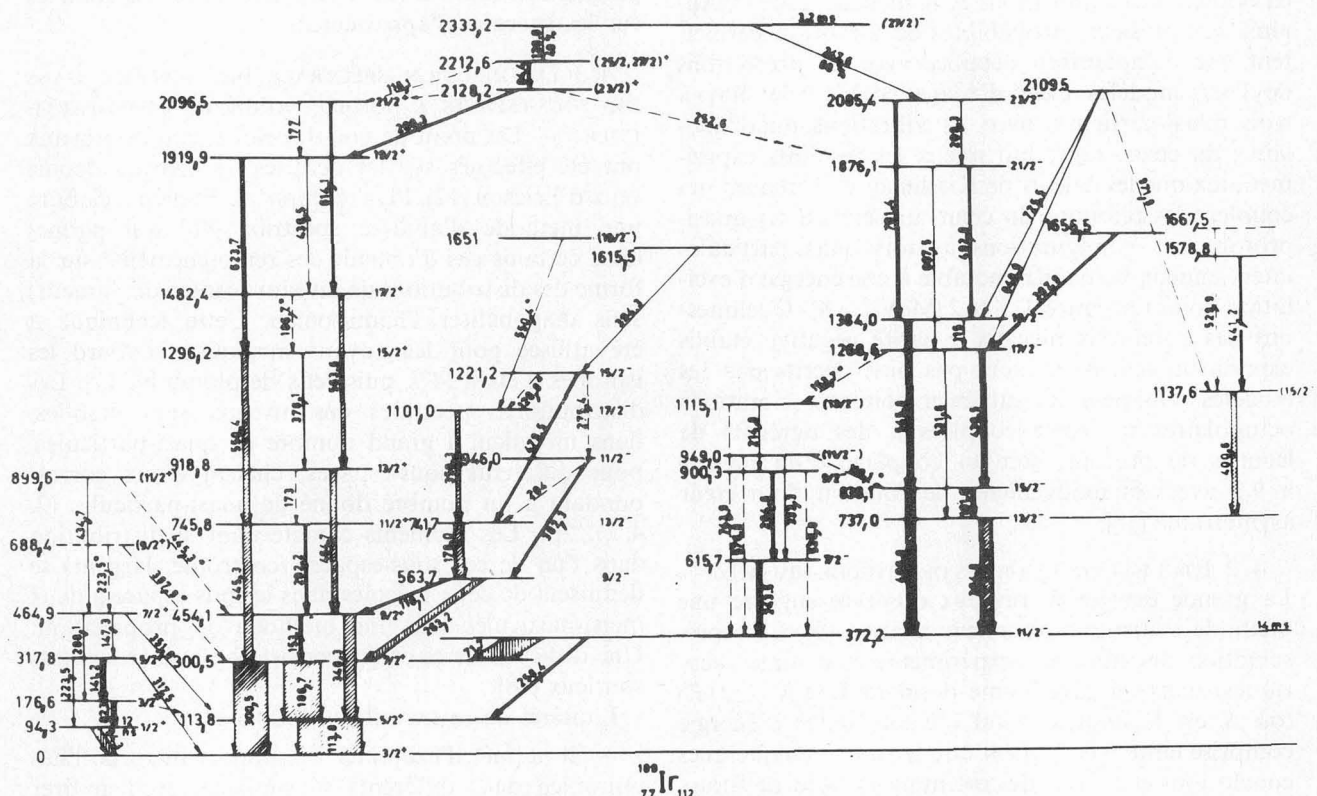


FIG. 10. — Schéma des niveaux de l'isotope ^{189}Ir observés par réaction $^{187}\text{Re}(\alpha, 2n)$.

dent avec une forme allongée. Les premiers résultats obtenus sur les états collectifs des isotopes ^{185}Ir et ^{191}Ir [43] montrent que si l'on interprète les niveaux à parité négative de la structure construite sur l'état $11/2^-$ par une déformation γ , l'importance de cette déformation décroît avec le nombre de neutrons. La bande $h\ 9/2$ devient de plus en plus nourrie quand le nombre de masse diminue, et semble confirmer une forme d'équilibre prolata à symétrie axiale. Ces résultats montrent le rôle de l'orbitale $1/2^-$ [541], orbitale fortement descendante quand le paramètre de déformation β croît, et qui tend à stabiliser la déformation axiale allongée, comme le montrent aussi les résultats expérimentaux observés sur l'or.

4. Etude des densités de niveaux. — Les paragraphes précédents illustrent les renseignements que l'on peut déduire de la structure de quelques états excités particuliers, notamment les niveaux peuplés par les cascades yrast qui dés excitent les noyaux composés formés à l'aide d'ions lourds. Les travaux effectués par radioactivité sont susceptibles de fournir d'autres données : souvent, la désintégration d'un noyau peuple un grand nombre d'états excités du noyau fils ; les puissantes techniques expérimentales actuelles permettent une analyse précise et détaillée des multiples transitions mises en jeu.

4.1 NIVEAUX EXCITÉS DES ISOTOPES $^{193,195}\text{Au}$. — L'étude par radioactivité des isotopes d'or de masse $A = 193$ et 195 [7] a confirmé la nature vibrationnelle de ces noyaux. Les nombreux états excités mis en évidence (212 transitions et 74 niveaux dans ^{193}Au) ainsi que plusieurs probabilités de transition permettent une comparaison détaillée avec les prédictions de divers modèles. Celui d'Alaga, couplant les états à trois quasi-particules avec les vibrations quadrupolaires du cœur, reproduit mieux les résultats expérimentaux que les calculs de Kisslinger et Sorensen qui couplent les phonons du cœur aux états à un quasi-proton. Les configurations à trois quasi-particules interviennent de manière notable à une énergie d'excitation comprise entre 1,5 et 2 MeV [7, 8]. Quelques-uns des nombreux niveaux à parité négative établis expérimentalement ne sont pas bien décrits par ces modèles. On peut les attribuer soit aux vibrations octupolaires du cœur couplées à des agrégats de lacunes de protons, soit au couplage d'un proton $h\ 9/2$ avec les mouvements de rotation d'un cœur asymétrique [38].

4.2 ETUDE STATISTIQUE DES DENSITÉS DE NIVEAUX. — La grande densité de niveaux observée suggère une méthode statistique pour leur analyse [8]. La représentation des données (expérimentales comme théoriques) dans un diagramme donnant $\text{Log } N = f(E)$ (où N est le nombre total d'états excités d'énergie comprise entre 0 et E) peut être la source de quelques conclusions et fournir des orientations pour de futurs travaux.

— Pourvu que l'on ait collectionné le même type de renseignements, une telle analyse permet de regrouper les noyaux par classes d'isotopes possédant des propriétés similaires : ainsi, les ors de masse impaire $A \geq 191$ présentent des distributions très semblables, et différentes de celles observées pour les noyaux plus légers ($A = 189, 187$) pour lesquels une déformation différente a été par ailleurs mise en évidence [5]. Une observation comparable a été effectuée pour les noyaux de mercure et de platine.

— La comparaison des distributions expérimentale et théorique permet de mettre en évidence le rôle joué par certains agrégats, comme les états à trois quasi-particules dans les ors impairs aux environs de 2 MeV d'énergie.

— La distribution obtenue à basse énergie (0 à ~ 2 MeV) — déduite des mesures de radioactivité ou de spectroscopie sur faisceau — peut être comparée à celle de plus haute énergie (~ 4 à ~ 7 MeV), obtenue en adoptant la distribution statistique [44] et normalisée sur les données expérimentales fournies par la capture radiative de neutrons. Les deux distributions peuvent être raccordées par une courbe vérifiant la loi établie par Ericson [45], soit

$$\text{Log } N = \frac{E - E_0}{T}$$

(où T est la température nucléaire moyenne dans le domaine d'énergie compris entre E_0 , énergie du premier état excité, et l'énergie de séparation d'un nucléon). En comparant ainsi les distributions de plusieurs nuclides voisins, on peut obtenir des données sur les énergies d'appariement.

4.3 DISTRIBUTION SPECTRALE DES NIVEAUX DANS DES SOUS-ESPACES A NOMBRE DONNÉ DE QUASI-PARTICULES. — Du point de vue théorique, peu de travaux ont été effectués sur les densités de niveaux depuis ceux d'Ericson [12]. Plus récemment, French a élaboré une méthode d'analyse spectrale [46] qui permet dans certains cas d'obtenir des renseignements sur la forme des distributions de niveaux (centroïde, largeur) sans diagonaliser l'hamiltonien. Cette technique a été utilisée pour les noyaux magiques, d'abord les isotopes d'étain [47], puis ceux de plomb [9, 17]. Les distributions spectrales des niveaux sont établies, dans un calcul à grand nombre de quasi-particules, pour différents sous-espaces, chacun d'eux correspondant à un nombre donné de quasi-particules (2, 4, ... $2p$). Les moments caractérisant la distribution dans l'un de ces sous-espaces (centroïde, largeur) se déduisent de ceux calculés dans le sous-espace à deux quasi-particules par une méthode de propagation. Une difficulté de ce calcul consiste à éliminer les états spurieux [48].

L'intérêt de ce travail est double :

— Il permet d'examiner le comportement de l'hamiltonien dans différents sous-espaces et d'en tirer des conclusions sur certaines formes de symétrie.

— Il permet d'obtenir des indications pour une étude spectroscopique classique (limite de validité des calculs en quasi-particules, mélange des différents sous-espaces).

La figure 11 montre les distributions obtenues dans le cas du ^{192}Pb pour les sous-espaces à deux et quatre quasi-particules, avec différentes interactions. Alors que les forces de True et Ford ou de Wigner introduisent un mélange notable de ces différentes configurations, le recouvrement des distributions est très faible avec une interaction de pairing ou une SDI. Ce calcul suggère donc qu'il est raisonnable de tronquer au sous-espace à deux quasi-particules l'espace de configuration, pour effectuer un calcul microscopique avec une SDI pour ce noyau très éloigné de la zone de stabilité et du cœur ^{208}Pb .

5. Conclusion. — Les études spectroscopiques offrent plusieurs possibilités d'obtenir, de manière souvent indirecte (étude de la structure des schémas de niveaux, mesures de moments et de probabilités de transition, discussion des densités de niveaux) des renseignements sur la forme d'équilibre des noyaux, soit dans l'état fondamental, soit dans des états excités. Les travaux résumés précédemment apportent entr'autres, plusieurs informations sur le problème de changement de forme observé dans la zone de transition. Ils mettent en évidence le rôle de certaines orbitales, l'état de proton $h\ 11/2$ stabilisant la forme oblate des isotopes lourds du mercure, cependant que l'état $h\ 9/2$ induit une déformation allongée. Les calculs de surface d'énergie potentielle donnent une bonne description des observations relatives à l'état

fondamental des noyaux. Pour expliquer les séquences d'états excités établies expérimentalement, il faut encore faire un large appel à la phénoménologie.

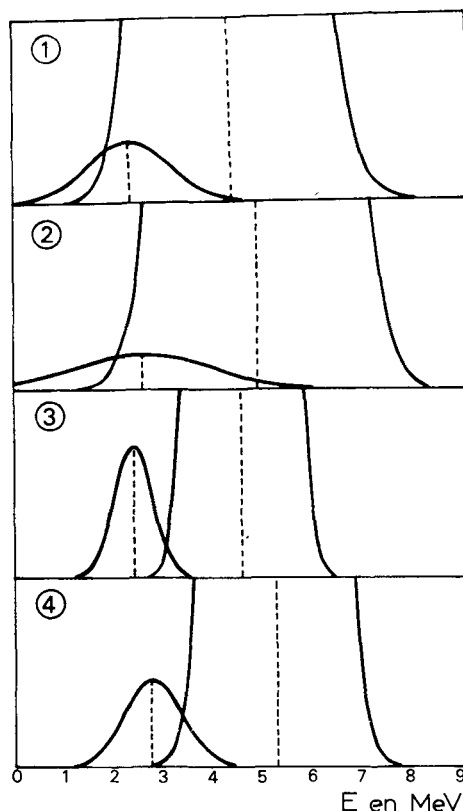


FIG. 11. — Distributions spectrales calculées pour ^{192}Pb dans les sous-espaces à 2 et 4 quasi-particules avec différentes interactions : 1. True et Ford. 2. Wigner. 3. Pairing. 4. SDI.

Bibliographie

Liste des communications au Congrès faisant l'objet de ce rapport.

- [1] ROULET, C., ALBOUY, G., AUGER, G., LAGRANGE, J. M., PAUTRAT, M., RENSFELT, K. G., RICHEL, H., SERGOLLE, H., VANHORENBEECK, J., « Facteur gyromagnétique de l'état 12^+ des isotopes de plomb de masse 198, 196 et 194. »
- [2] BERAUD, R., BOURGEOIS, C., DESTHILLIERS, M. G., KILCHER, P., LETESSIER, J., « Etude en ligne sur Isocèle de la désintégration $^{186}\text{Tl} \rightarrow ^{186}\text{Hg}$. »
- [3] AGUER, P., LIANG, C. F., LIBERT, J., PARIS, P., PEGHAIRE, A., CHARVET, A., DUFFAIT, R., MARGUIER, G., « Etude de la décroissance de ^{158}Tm . »
- [4] DELEPLANQUE, M. A., GERSCHEL, C., ISHIHARA, M., PERRIN, N., ADER, B., BERG, V., BOURGEOIS, C., HUSSON, J. P., KILCHER, P., LETESSIER, J., « Etude de la transition de forme aplatie \rightarrow allongée entre ^{187}Pt et ^{185}Pt . »
- [5] DELEPLANQUE, M. A., GERSCHEL, C., ISHIHARA, M., PERRIN, N., BOURGEOIS, C., DESTHILLIERS, M. G., HUSSON, J. P., KILCHER, P., LETESSIER, J., BERG, V., « Coexistence des formes allongée et aplatie dans ^{187}Au . »
- [6] ANDRÉ, S., BOUTET, J., JASTRZEBSKI, J., KACZAROWSKI, R., LUKASIAK, J., RIVIER, J., SEBILLE-SCHUCK, C., SUKOWSKI, Z., TREHERNE, J., « Les noyaux de transition ^{189}Ir et ^{187}Ir sont-ils triaxiaux ? »
- [7] VIEU, C., DIONISIO, J. S., « Descriptions vibrationnelles de ^{193}Au et ^{195}Au . »

- [8] BERG, V., BOURGEOIS, C., DE WIECLAWIK, W., DIONISIO, J. S., FOUCHER, R., VIEU, C., WATZIG, W., « Densité des niveaux de basse énergie et instabilités de surface dans les noyaux lourds de transition. »
- [9] AUGER, G., MANFREDI, V., « Etats à grand nombre de quasi-particules dans les isotopes pairs de plomb. »

Autres références :

- [10] FOUCHER, R., PARIS, P., SARROUY, J. L., Proceedings of the 8th International EMIS conference, Skövde, Sweden, June 1973.
- [11] KUMAR, K., BARANGER, M., *Nucl. Phys. A* **110** (1968) 529.
- [12] FINGER, M. et al., *Nucl. Phys. A* **188** (1972) 369.
- [13] CAILLAU, M., LETESSIER, J., FLOCARD, H., QUENTIN, P., *Phys. Lett.* **46B** (1973) 11.
- [14] DICKMANN, F., DIETRICH, K., *Z. Phys.* **271** (1974) 417.
- [15] STEPHENS, F. S., DIAMOND, R. M., LEIGH, J. R., KAMMURI, T., NAKAI, K., *Phys. Rev. Lett.* **29** (1972) 438.
- [16] PAUTRAT, M., ALBOUY, G., DAVID, J. C., LAGRANGE, J. M., POFTE, N., ROULET, C., SERGOLLE, H., VANHORENBEECK, J., ABOU-LEILA, H., *Nucl. Phys. A* **201** (1973) 449.
- [17] AUGER, G., Thèse 3^e cycle, Orsay (1975).
- [18] YAMAZAKI, T., MATTHIAS, E., *Phys. Rev.* **175** (1968) 1476.
- [19] NAKAI, K., HERSKIND, B., BLOMQUIST, J., FILEVICH, A., RENSFELT, K. G., SZTARKIER, J., BERGSTROM, I., NAGAMIYA, S., *Nucl. Phys. A* **189** (1972) 526.

- [20] LINDEN, C. G., BERGSTROM, I., BLOMQUIST, J., ROULET, C., Stockholm Annual Report (1974).
- [21] MAIER, K. H., NAKAI, K., LEIGH, J. R., DIAMOND, R. M., STEPHENS, F. S., *Nucl. Phys. A* **186** (1972) 97.
- [22] YOUNG, L. E., BHATTACHERJEE, S. K., BRENN, R., BROWN, B. A., FOSSAN, D. B., SPROUSE, G. D., Uppsala, Conference (1974).
- [23] YAMAZAKI, T., Proceedings of the International Conference on Nuclear Moments and Nuclear Structure, Osaka (1972) 17.
- [24] ROULET, C., ALBOUY, G., AUGER, G., LAGRANGE, J. M., PAUTRAT, M., RENSFELT, K. G., RICHEL, H., SERGOLLE, H., VANHORENBEECK, J., à paraître.
- [25] ARIMA, A., HORIE, H., *Prog. Theor. Phys.* **12** (1954) 623.
- [26] NAGAMIYA, S., Proceedings of the International Conference on Nuclear Moments and Nuclear Structure, Osaka (1972) 230.
- [27] PROETEL, D., International School of Physics, Varenna (1974).
- [28] PROETEL, D., BENSON, D., MAIER, M. R., DIAMOND, R. M., STEPHENS, F. S., Proc. Int. Conf. on nuclear physics, Munich (1973).
- [29] BEUSCHER, H., DAVIDSON, W. F., LIEDER, R. M., NESKAKIS, A., MAYER-BORICKE, C., *Phys. Rev. Lett.* **32** (1974) 843.
- [30] NEERGARD, K., VOGEL, P., RADOMSKI, M., *Nucl. Phys. A* **238** (1975) 199.
- [31] FRAUENDORF, S., PASHKEVICH, V. V., *Phys. Lett.* **55B** (1975) 365.
- [32] LIEDER, R. M., Proceedings of the International Conference on Nuclear Structure and Spectroscopy, Amsterdam (1974).
- [33] SOUSA, D. C., RIEDINGER, L. L., FUNK, E. G., MIHELICH, J. M., *Nucl. Phys. A* **238** (1975) 365.
- [34] KUMAR, K., *Nucl. Phys. A* **231** (1974) 189.
- [35] AGUER, P., LIBERT, J., PEGHAIRE, A., communication privée.
- [36] TJOM, P. O., MAIER, M. R., BENSON, D., STEPHENS, F. S., DIAMOND, R. M., *Nucl. Phys. A* **231** (1974) 397.
- [37] BERG, V., DELEPLANQUE, M. A., GERSCHEL, C., PERRIN, N., Proceedings of the International Conference on Nuclear Structure and Spectroscopy (Amsterdam) 1974, 113.
- [38] MEYER ter VEHN, J., STEPHENS, F. S., DIAMOND, R. M., *Phys. Rev. Lett.* **32** (1974) 1383.
- [39] LEIGH, J. R., NEWTON, J. O., ELLIS, L. A., EVANS, M. C., EMMOTT, M. J., *Nucl. Phys. A* **183** (1972) 177.
- [40] ANDRÉ, S., BOUTET, J., RIVIER, J., TREHERNE, J., JASTRZEBSKI, J., LUKASIAK, J., SUJKOWSKI, Z., SEBILLE-SCHUCK, C., à paraître.
- [41] FAESSLER, A., *Nucl. Phys.* **59** (1964) 117.
- [42] AGUER, P., LIANG, C. F., LIBERT, J., PARIS, P., PEGHAIRE, A., CHARVET, A., DUFFAIT, R., MARGUIER, G., à paraître dans *Nucl. Phys.*
- [43] ANDRÉ, S., RIVIER, J., TREHERNE, J., JASTRZEBSKI, J., KACZAROWSKI, R., LUKASIAK, J., SEBILLE-SCHUCK, C., Rapport annuel Grenoble (1974).
SEBILLE-SCHUCK, C., communication privée.
- [44] GILBERT, A., CAMERON, A. G. W., *Can. J. Phys.* **43** (1965) 1446.
- [45] ERICSON, T., *Nucl. Phys.* **11** (1959) 481.
- [46] FRENCH, J. B., *Nuclear Structure*, ed. Arwar Hossain (North-Holland, Amsterdam) 1967, p. 85.
- [47] ARVIEU, R., MANFREDI, V. R., *Nucl. Phys. A* **239** (1975) 301.
- [48] AUGER, G., MANFREDI, V. R., à paraître.